

05;12

Анализ квазиупругого рассеяния нейтронов в конденсированных средах периодическими пространственными фильтрами

© В.Т. Лебедев, Д. Торок

С.-Петербургский институт ядерной физики им. Б.П. Константинова РАН
Институт физики твердого тела, Будапешт, Венгрия

Поступило в Редакцию 2 июля 1998 г.

Предложен метод Фурье-анализа квазиупругого рассеяния нейтронов в конденсированных средах с помощью движущихся пространственных фильтров с периодической функцией пропускания нейтронов, позволяющий измерять временную корреляционную функцию исследуемого объекта.

Нейтронные исследования конденсированных сред сопряжены с проблемой достижения максимальной плотности потока нейтронов на образце при сохранении (увеличении) разрешения по переданным энергиям $\hbar\omega$ и импульсам $\hbar q$. Обычно разрешение достигается при монохроматизации и коллимировании пучков — за счет использования малой части спектра по углам и длинам волн. Однако Фурье-методы [1–7], определяя не начальное и конечное состояния нейтрона (импульсы, энергии), а их изменения, несущие информацию об объекте, позволяют измерять энергии $\hbar\omega \sim (10^{-8} \div 10^{-9})$ eV на несколько порядков меньше исходной ширины линии (нейтронное спин-эхо [1–5]) и достигнуть углового разрешения выше допустимого исходной расходимостью путем пространственной модуляции интенсивности нейтронов [6]. В данной работе впервые развит принцип анализа неупругого рассеяния с помощью периодических фильтров [6,7].

Пучок нейтронов (рис. 1) с характерной длиной волны λ_0 , шириной спектра $\delta\lambda/\lambda_0 \ll 1$ и распределением спектральной плотности потока $i_{0\lambda}(X, Y)$ проходит через фильтры модулятора с пропусканием каждого $T(Y) = [1 + \cos(2\pi Y/\Lambda)]/2$, где Λ — период по координате Y . При неподвижных фильтрах спектр по λ не меняется, но интенсивность модулирована по плотности потока $i_\lambda(X, Y) = i_{0\lambda}(X, Y) \cdot T^2(Y)$. Пола-

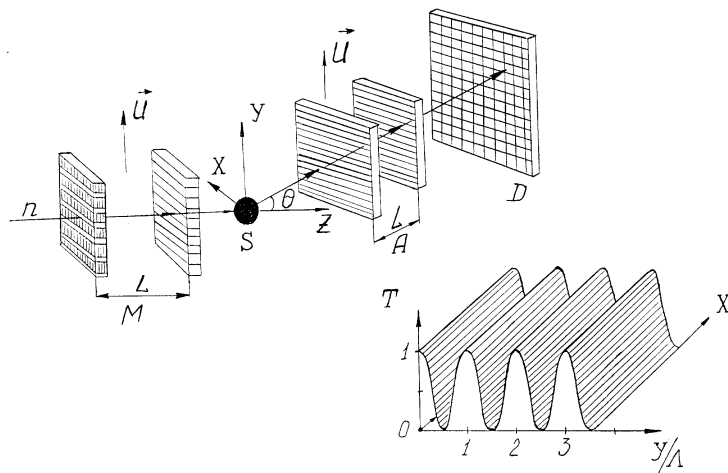


Рис. 1. Схема эксперимента: n — пучок нейтронов; M и A — модулятор и анализатор, образованные фильтрами на расстоянии L , движущимися со скоростью U ; S — образец, рассеивающий нейтроны на угол θ в плоскости (X, Z) ; D — детектор. Показана функция пропускания $T(X, Y)$.

гаем, что расходимость пучка в направлениях осей $\Delta\varphi_{X,Y} \ll \Lambda/L$. При прохождении через модулятор, движущийся со скоростью U вдоль оси Y , спектр нейтронов меняется, так как фаза функции пропускания зависит от времени $\Psi = 2\pi(Y_0 + U \cdot t)/\Lambda$, а результирующая спектральная плотность I_λ определяется временем $\tau = mL\lambda/(2\pi\hbar)$ пролета базы L нейтроном массы m с длиной волны λ :

$$I_\lambda = \left[1 + \frac{1}{2} \cos \left(\frac{mLU}{\hbar\Lambda} \lambda \right) \right] \cdot \frac{\Phi(\lambda)}{4}, \quad (1)$$

где интегральная интенсивность по сечению пучка $\Phi(\lambda) = \int i_{\lambda 0}(X_0, Y_0) dX_0 dY_0$.

Усредненная по времени интенсивность — спектральная плотность $\Phi(\lambda)$, модулированная "частотой" $\Omega_m = mL U / (\hbar\Lambda)$.

При рассеянии меняется длина волны и направление импульса нейтрона. Сечение рассеяния $d^2\sigma/d\Omega d\omega \propto S(\omega, \mathbf{q})$ в интервал телесного угла $d\Omega$ и частоты $d\omega$ пропорционально функции рассеяния образца

$S(\omega, \mathbf{q})$ и зависит от переданной энергии $\hbar\omega = -(2\pi\hbar)^2\Delta\lambda/m\lambda^3$ и вектора рассеяния \mathbf{q} . Рассеянный пучок проходит через анализатор. Измеряется интенсивность в двух случаях: I^+ — фильтры в фазе, I^- — смещены на $\Lambda/2$. Это отвечает умножению спектральной плотности рассеянных нейтронов на фактор $\{1 \pm (1/2)\cos[mLU(\lambda + \Delta\lambda)/\hbar\Lambda]\}/4$. Интегрирование по λ и ω для заданного \mathbf{q} приводит к сумме вкладов интегрального по энергиям сечения и Фурье-образа функции рассеяния:

$$I^\pm(\mathbf{q}, t_m) \propto \frac{I_\Phi}{16} \left[1 \pm \frac{1}{8} \int S(\omega, \mathbf{q}) \cos(t_m\omega) d\omega \right], \quad I_\Phi(\mathbf{q}) = \int \Phi(\mathbf{q}, \lambda) d\lambda, \quad (2)$$

где $t_m = m^2\lambda_0^3 UL / (2\pi\hbar)^2 \Lambda$ имеет размерность времени. Отсюда определяется q -зависимость сечения $d\sigma/d\Omega \propto (I^+ + I^-) = (1/8)I_\Phi(\mathbf{q})$ и зависящая от времени функция рассеяния

$$S(t_m, \mathbf{q}) \propto \frac{(I^+ - I^-)}{(I^+ + I^-)} = \frac{1}{4} \int S(\omega, \mathbf{q}) \cos(\omega \cdot t_m) d\omega. \quad (3)$$

Функция (3) — Фурье-образ корреляционной функции системы $G(t_m, \mathbf{R})$ по координатам $S(t_m, \mathbf{q}) \propto \int G(t_m, \mathbf{R}) \exp(-i\mathbf{q}\mathbf{R}) d\mathbf{R}$. Временная и частотная функции рассеяния равноценны по содержащейся в них информации. Следует остановиться на определении разрешения и экспериментального диапазона при измерении $S(t_m, \mathbf{q})$. Результаты (1)–(3) справедливы для узкой линии $\delta\lambda/\lambda_0 \ll 1$ при угловом разбросе $\Delta\varphi_{X,Y} \ll \Lambda/L$ и той же апертуре детектора при анализе рассеяния с малыми переданными энергиями $\hbar\omega/E_0 \ll \delta\lambda/\lambda_0$, где E_0 — энергия нейтрона с длиной волны λ_0 . Анализ рассеяния заключается в измерении функции $S(t_m, \mathbf{q})$ в зависимости от времени t_m путем изменения скорости \mathbf{U} , пролетной базы L , периода Λ . Переменная t_m , сопряженная частоте, ограничена максимальным значением $t_m = t_{\max}$, определяющим разрешение $\hbar\omega_{\min} \sim \hbar/t_{\max}$. Верхний предел частот ограничен не временем, которое может быть и равным нулю, а условием $\hbar\omega/E_0 \ll \delta\lambda/\lambda_0$.

Оценим разрешение метода для характерных параметров малоуглового нейтронного эксперимента. Принимая расходимость $\Delta\varphi_{X,Y} \sim 1 \cdot 10^{-3}$ rad, получим допустимое отношение $\Lambda/L \leq 1/4\Delta\varphi_{X,Y}$ и максимальную величину $L/\Lambda \sim 250$. Для нейтронов с $\lambda_0 = 2$ nm, проходящих через фильтры, вращающиеся на роторе диаметром 50 см с частотой $f \sim 100$ Hz (6000 r/min) с линейной скоростью

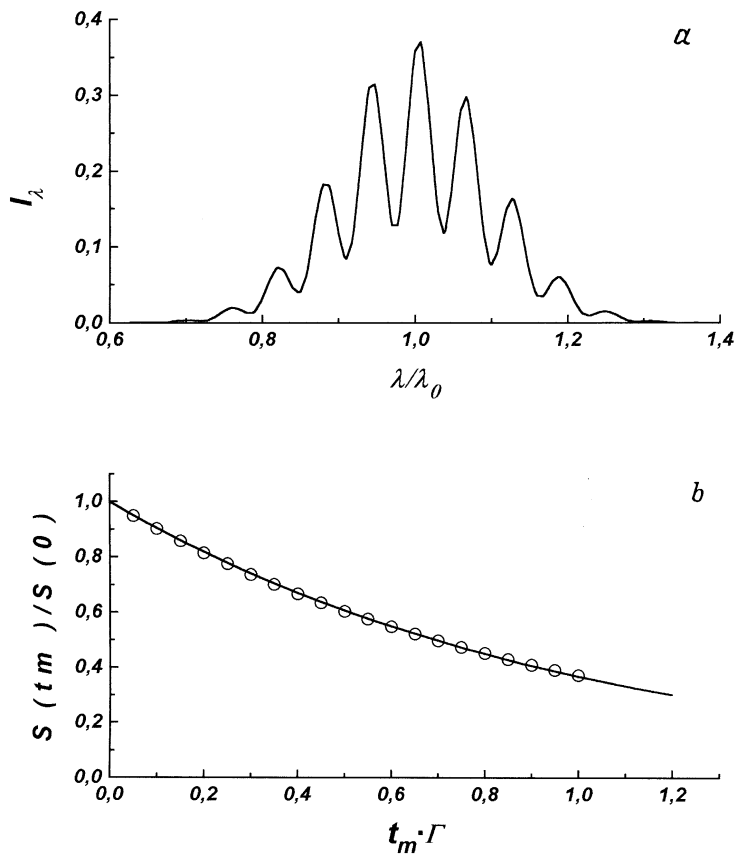


Рис. 2. Преобразование спектра (а) движущимися фильтрами модулятора (значение параметра $t_m \cdot \Gamma = 0.05$) и результирующая функция рассеяния (b), найденная численным моделированием эксперимента (круглые точки) в сравнении с точной функцией $S = \exp(-t_m \cdot \Gamma)$, показанной линией.

$U = 1.6 \cdot 10^4$ cm/s, получаем $t_{\max} \sim 2 \cdot 10^{-9}$ s и разрешение $\hbar\omega_{\min} \sim 3 \cdot 10^{-7}$ eV. Разрешение $\hbar\omega_{\min}/E_0 \sim 1.5 \cdot 10^{-3}$ не является предельным и оценено для обычных (не экстремальных) параметров. Оно может быть получено на небольшой пролетной

базе. Например, при $\Lambda \sim 1 \text{ nm}$ имеем $L \sim 25 \text{ cm}$. Зададим спектр $\Phi(\lambda) = \exp[-(\lambda/\lambda_0 - 1)^2/2\sigma^2]$ с шириной $\sigma/\lambda_0 = 0.1$ и относительное уширение линии $\Gamma\hbar/E_0 = 10^{-3}$ при рассеянии с функцией $S(\omega) \propto 1/(\omega^2 + \Gamma^2)$, которой отвечает временная функция $S(t_m) = \exp(-t_m \cdot \Gamma)$. Пример модуляции спектра согласно (1) приведен на рис. 2, *a*. Численное моделирование эксперимента (рис. 2, *b*) для этих параметров в диапазоне $0 \leq (t_m \cdot \Gamma) \leq 1$ приводит к значениям функции рассеяния, действительно, близким к точной функции $S(t_m) = \exp(-t_m \cdot \Gamma)$. Относительное расхождение находится в пределах $\delta S \leq 1.4\%$ и связано лишь с конечной шириной спектра.

Предложенный принцип позволяет анализировать неупругое рассеяние с разрешением, значительно превосходящим допускаемое исходной шириной линии (в данном примере на два порядка). Он может быть сопоставим по разрешению с методом спин-эхо, однако не требует поляризованного пучка. Тем самым снимаются ограничения техники поляризованных нейтронов и расширяется диапазон применения Фурье-метода (холодные, тепловые, горячие нейтроны). Он может быть распространен и на молекулярные пучки вообще.

Авторы благодарны И.Н. Ивановой за помощь при подготовке работы.

Работа поддержана РФФИ (пр. Л-ЕН 96-15-96775) и ГНТП "Нейтронные исследования конденсированных сред".

Список литературы

- [1] Mezei F. // Z. Physik. 1972. В. 255. S. 146.
- [2] Lecture Notes in Physics. V. 128. Neutron Spin Echo / Ed. F. Mezei. Berlin: Springer-Verlag, 1980. 253 p.
- [3] Лебедев В.Т., Гордеев Г.П. // Письма в ЖТФ. 1985. Т. 11. В. 13. С. 820–824.
- [4] Farago B., Mezei F. // Int. Conf. on Neutron Scattering in Sante Fe. 1985. August 19–23.
- [5] Lebedev V.T., Gordeev G.P., Toperverg B.P. // Physica B. 1995. V. 213&214. P. 990–992.
- [6] Lebedev V.T., Dudakov A.D., Cser L., Rosta L., Torok Gy. // J. de Phys. IV. 1993. Coll. C8. Suppl. J. de Phys. I. V. 3. P. 481–485.
- [7] Lebedev V.T. Microbeam Fourier Time of Flight Spectrometer. Preprint of PNPI.N.2004. Gatchina. 1994. 7 p.